

混合型导光的全固态光子晶体光纤的特性分析

孟 丹 侯蓝田 王 伟

(燕山大学信息科学与工程学院, 河北 秦皇岛 066004)

摘要 通过在全固态光子带隙光纤的纤芯中心处掺入高折射率锗, 形成具有微结构芯的混合型导光的全固态光子晶体光纤。采用全矢量有限元法, 对光纤的导光机制、模场、损耗、色散等特性进行了数值分析。结果表明, 中心高折射率棒的半径从 0 开始增大, 小于包层高折射率棒的半径时, 基模有效折射率由靠近带隙下边界处开始向上移动, 导光机制由带隙效应导光向混合型导光转变, 损耗随之降低。在短波处, 全内反射效应占主导, 带隙边缘对损耗的影响减小, 损耗曲线逐渐表现出随波长单调递增的特性。长波处, 导光机制以带隙效应为主, 损耗曲线整体下移。通过改变中心棒的大小, 可以灵活调节光纤的零色散波长。研究结果表明, 当中心棒的半径为 $0.5 \mu\text{m}$ 时, 零色散波长向短波方向移动 30 nm; 半径为 $1.2 \mu\text{m}$ 时, 零色散波长向长波方向移动 230 nm, 调整带宽达到 260 nm。

关键词 光纤光学; 全固态光子晶体光纤; 有限元法; 限制损耗; 色散; 微结构芯

中图分类号 TN252 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.1205003

Analysis on the Properties of All-Solid Photonic Crystal Fiber with Micro-Structured Core

Meng Dan Hou Lantian Wang Wei

(College of Information Technology and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China)

Abstract All-solid hybrid photonic crystal fiber with micro-structured core is proposed. The micro-structured core is consisted of pure silica and a high refractive index germanium-doped rod. Using the full-vector finite-element method, the fiber's guiding mechanism, mode field, confinement loss and dispersion are investigated. Simulation results demonstrate that with the increment of central high refractive index rod's diameter from $0 \mu\text{m}$ to less than cladding high-index rod, the fundamental mode's effective index moves up from closing to the bandgap's lower boundary. Furthermore, the guiding mechanism is transformed from bandgap effect into hybrid mechanism and the confinement loss is reduced. In the short wavelength, the guiding mechanism is dominated by the totally internal reflection mechanism, the bandgap edge's influence on loss reduces and the loss decreases monotonically with the decrement of wavelength. But in the long wavelength, light is guided by the bandgap effect and the loss curve moves down integrally. By adjusting the radius of the central high refractive index rod, zero dispersion wavelength of the fiber can be tailored flexibly. When the radius of the central rod is set to $0.5 \mu\text{m}$, the zero dispersion wavelength shifts to shorter wavelength, about 30 nm away from the original value. When the radius is $1.2 \mu\text{m}$, the zero dispersion wavelength can be shifted to longer wavelength, about 230 nm away. The tunable band-width is up to 260 nm.

Key words fiber optics; all-solid photonic crystal fiber; finite-element method; confinement loss; dispersion; micro-structured core

OCIS codes 060.5295; 060.2280; 060.2310; 060.4005

收稿日期: 2011-07-13; **收到修改稿日期**: 2011-09-14

基金项目: 国家 973 计划(2010CB821604)、国家自然科学基金重点项目(60637010)、河北省自然科学基金(F2010001291)和河北省高等学校科学技术研究指导项目(Z2010336)资助课题。

作者简介: 孟 丹(1986—), 女, 硕士研究生, 主要从事光子晶体光纤理论设计方面的研究。

E-mail: mengdan2212@126.com

导师简介: 侯蓝田(1939—), 男, 博士生导师, 教授, 主要从事红外光纤和光子晶体光纤理论和应用等方面的研究。

E-mail: hlt8068853@163.com

1 引 言

近年来,光子晶体光纤(PCF)引起了人们的广泛关注^[1,2]。根据导光机制的不同,PCF可以分为两类:基于改进的全内反射效应导光的折射率引导型光子晶体光纤(TIR-PCF)^[3~5]和基于带隙效应导光的光子带隙光纤(PBGF)^[6]。

根据光纤中是否含有空气孔,将 PBGF 分为空芯光子带隙光纤^[7]和全固态光子带隙光纤^[8]。其中,空芯 PBGF 由石英和周期性排列的空气孔组成,纤芯为空气孔,这种光纤中存在表面模^[9,10],表面模与纤芯模的耦合,增大了光纤的限制损耗,使光纤的最低损耗现阶段只能达到 1.2 dB/km^[11],很难达到传统光纤 0.14~0.15 dB/km 的损耗值^[12]。全固态 PBGF 是在低折射率材料的基底中按照一定规则排列着高折射率棒,形成光子带隙包层,中心通过缺失高折射率棒形成缺陷纤芯^[13~15]。利用抗共振反射光波导模型(ARROW)^[16]可以在理论上解释全固态 PBGF 的传光机理:当纤芯模与高折射率棒中的模式发生谐振时,纤芯模的能量会耦合到高折射率棒中,光纤无法导光;当纤芯模与高折射率棒中的模式发生反谐振时,能量就被限制在纤芯中传输;可传导的波长范围由高折射率棒的大小和折射率决定,而与其几何排布和数量无关^[13]。相比于空芯 PBGF,全固态 PBGF 中由于没有空气孔,故不存在表面模和制备过程中空气孔坍塌的现象,具有易制备、易与传统单模光纤耦合等优点,目前已作为色散补偿器件和增益介质应用于锁模超短脉冲激光器中^[17~20]。

本文通过在全固态 PBGF 的纤芯中心处加入一个掺锗的高折射率棒,形成了具有微结构纤芯的混合型导光机制的全固态 PCF。基于全矢量有限元法,对这种光纤的导光机制、模场、限制损耗、色散等特性进行了数值模拟。研究表明,随着中心高折射率棒半径的增加,光纤的导光机制会发生变化。当中心棒的半径小于包层高折射率棒的半径时,光纤以混合机制导光:短波处,阶跃光纤的全内反射效应占主导,长波处,带隙效应占主导。当中心棒的半径大于包层高折射率棒的半径时,光纤的导光机制是阶跃光纤的全内反射效应和改进的全内反射效应的结合。光纤中导光机制的变化对光纤色散和损耗特性产生重要影响。通过调节中心高折射率棒的大小,可以灵活调整光纤的零色散波长,并减小限制损耗。

2 数值方法

由 Maxwell 方程得到 PCF 所遵循的本征值方程为

$$\nabla \times (\epsilon^{-1} \nabla \times \mathbf{H}) = \mu_0 \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}, \quad (1)$$

式中 $\mathbf{H} = \mathbf{H}(x, y) \exp(-j\beta z)$, 表示磁场强度, ϵ 为介质的介电常数, μ_0 为真空中的磁导率, ω 为入射光的角频率, c 为真空中的光速。

(1)式对应的边值问题的泛函为

$$F(\mathbf{H}) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} (\epsilon^{-1} |\nabla \times \mathbf{H}|^2 - k_0^2 |\mathbf{H}|^2) d\Omega, \quad (2)$$

然后将需要计算的区域划分成离散的单元,在每个单元内磁场强度表示为

$$\mathbf{H} = [N]^T \{H\}_e, \quad (3)$$

式中

$$\{H\}_e = \left[\begin{array}{c} \{H_t\}_e \\ \{H_z\}_e \end{array} \right], \quad (4)$$

$$[N] = \left[\begin{array}{ccc} \{U\} & \{V\} & \{0\} \\ \{0\} & \{0\} & j\{N\} \end{array} \right], \quad (5)$$

将(3)式代入(2)式,并应用变分原理,得到特征值问题:

$$[K_u] \{H_t\} - \beta [K_u] \{H_z\} - \beta^2 [M_u] \{H_t\} = \{0\}, \quad (6)$$

$$-\beta [K_{xz}] \{H_t\} + [K_{xz}] \{H_z\} = \{0\}, \quad (7)$$

(6),(7)式中

$$[K_u] = \sum_e \iint_e [k_0^2 \{U\} \{U\}^T + k_0^2 \{V\} \{V\}^T - 4\epsilon_x^{-1} \{U_y\} \{U_y\}^T] dx dy, \quad (8)$$

$$[K_{xz}] = [K_{xz}]^T = \sum_e \iint_e [\epsilon_x^{-1} \{V\} \{N_y\}^T + \epsilon_y^{-1} \{U\} \{N_x\}^T] dx dy, \quad (9)$$

$$[K_{zz}] = \sum_e \iint_e [k_0^2 \{N\} \{N\}^T - \epsilon_x^{-1} \{N_y\} \{N_y\}^T - \epsilon_y^{-1} \{N_x\} \{N_x\}^T] dx dy, \quad (10)$$

$$[M_u] = \sum_e \iint_e [\epsilon_x^{-1} \{V\} \{V\}^T + \epsilon_y^{-1} \{U\} \{U\}^T] dx dy, \quad (11)$$

将(7)式代入(6)式,得到特征值问题:

$$[K_u] \{H_t\} - \beta^2 [\widetilde{M}_u] \{H_t\} = \{0\}, \quad (12)$$

$$[\widetilde{M}_u] = [M_u] + [K_{xz}] [K_{zz}]^{-1} [K_{xz}]. \quad (13)$$

求解代数特征值方程(13)就可以获得特征值 β^2 和特征向量 $\{H_t\}$, 并可以通过 Sellmeier 方程直接考虑材料色散。为了计算损耗,采用完美匹配层

(PML)作为边界条件。利用上述方法得到纵向传播常数 β 以后,模式有效折射率可以表示为

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0}, \quad (14)$$

则光纤的色散系数 D 和限制损耗 α 可以表示为

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}^r}{d\lambda^2}, \quad (15)$$

$$\alpha = \frac{4\pi \times 10^{10}}{\lambda \ln 10} n_{\text{eff}}^i, \quad (16)$$

式中 n_{eff}^r 表示有效折射率的实部, n_{eff}^i 表示有效折射率的虚部。

3 导光机制分析

图1为混合型导光的全固态 PCF 端面图。包层由周期性排列的掺锗的高折射率棒组成,其折射率为 n_{rod} , 间距 $\Lambda = 7.75 \mu\text{m}$, 半径 $r_{\text{rod}} = 1.505 \mu\text{m}$ 。纤芯中心引入的高折射率棒的半径为 r_0 , 折射率 $n_0 = n_{\text{rod}}$ 。背景折射率为 n_{si} , 通过 Sellmeier 方程直接考虑材料色散, 掺锗的高折射率棒的材料折射率 n_{rod} 用背景折射率 n_{si} 加上 0.02 来近似代替^[21]。

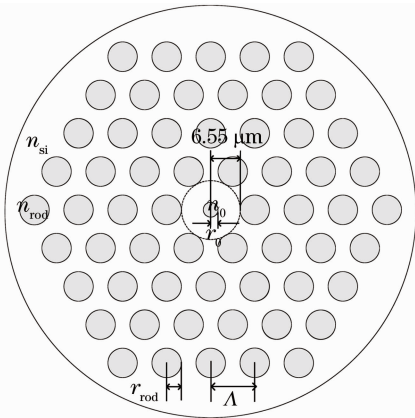


图1 全固态光子晶体光纤端面图

Fig. 1 Cross section of the all-solid PCF

图2为全固态 PBGF 的带隙图以及中心高折射率棒的半径 r_0 不同时微结构芯 PCF 的基模有效折射率 n_{eff} 和限制损耗 α 随波长的变化曲线。由图2可以看出,中心高折射率棒半径 $r_0 = 0$ 时,即全固态 PBGF 的基模有效折射率 n_{eff} 在带隙的下边界附近。随着 r_0 的增加,光纤中基模的有效折射率不断增加。当 $r_0 = 1.0 \mu\text{m}$ 时, n_{eff} 位于带隙的中心位置附近。以往对 PBGF 的相关研究^[22,23]表明:基模的有效折射率在带隙中心位置处时限制损耗最低。但由图2看出, $r_0 = 1.0 \mu\text{m}$ 时的损耗大于 $r_0 = 1.2 \mu\text{m}$ 时光纤的损耗。

由图1看出,中心高折射率棒的引入,使得中心

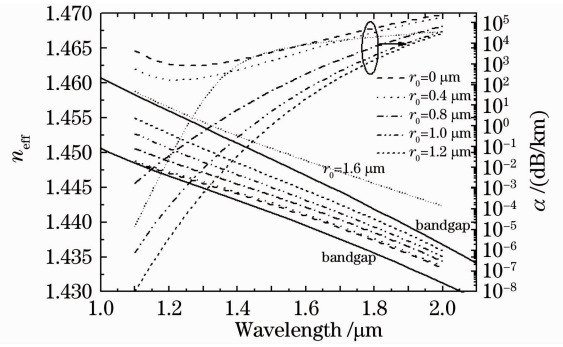


图2 带隙图及 r_0 不同时基模有效折射率和限制损耗随波长的变化曲线

Fig. 2 Bandgap figure and fundamental model's effective index, confinement loss curve versus wavelength with different radii of the central high-index rod when $\Lambda = 7.75 \mu\text{m}$, $r_{\text{rod}}/\Lambda = 0.2$

棒及周围的石英基底已经满足全内反射的条件,在局部形成了阶跃光纤的结构。为了研究这种局部的阶跃光纤对 PCF 导光机制和特性的影响,计算了纤芯半径为 $1.2 \mu\text{m}$ 、包层半径分别为 $6.55 \mu\text{m}$ 和 $34.875 \mu\text{m}$ 的阶跃光纤的基模有效折射率,并与 $r_0 = 1.2 \mu\text{m}$ 时的微结构芯 PCF 进行比较,如图3所示。其中, $6.55 \mu\text{m}$ 为与第一层高折射率棒相切的圆的半径, $34.875 \mu\text{m}$ 为光纤半径(见图1)。图3(a)中的插图分别为在波长 $1.1 \mu\text{m}$ (左下角)和 $2.0 \mu\text{m}$ (右上角)处微结构芯 PCF 基模的光场图。

由图3可以看出,微结构芯 PCF 的基模有效折射率略小于以全内反射机制导光的两阶跃光纤的基模有效折射率。在短波处,两阶跃光纤与微结构芯 PCF 的基模有效折射率之差 Δn_{eff} 小于 10^{-5} ,说明此时阶跃光纤中的全内反射效应对 PCF 导光机制的贡献很大。随着波长的增加, Δn_{eff} 随之增大,在长波处, Δn_{eff} 达到 10^{-3} 量级,说明包层中高折射率棒对光的传导产生重要影响,即:全内反射机制的贡献逐渐减小,而包层的带隙效应逐渐增强。

继续增大 r_0 ,当 r_0 大于 r_{rod} 时,光纤纤芯的有效折射率大于包层的有效折射率,光纤将以改进的全内反射机制导光。由图2知,当 r_0 等于 $1.6 \mu\text{m}$ 时,基模的 n_{eff} 超过带隙的上边界。取 r_0 为 $1.6 \mu\text{m}$,对微结构芯 PCF 和芯径为 $1.6 \mu\text{m}$ 、包层半径分别为 $6.55 \mu\text{m}$ 和 $34.875 \mu\text{m}$ 的阶跃光纤进行数值模拟。图4(a)为这3种光纤的基模有效折射率,图4(b)为阶跃光纤与 PCF 的基模有效折射率之差,图4(a)中的插图分别为在波长 $1.1 \mu\text{m}$ (左下角)和 $2.0 \mu\text{m}$ (右上角)处微结构芯 PCF 基模的光场图。

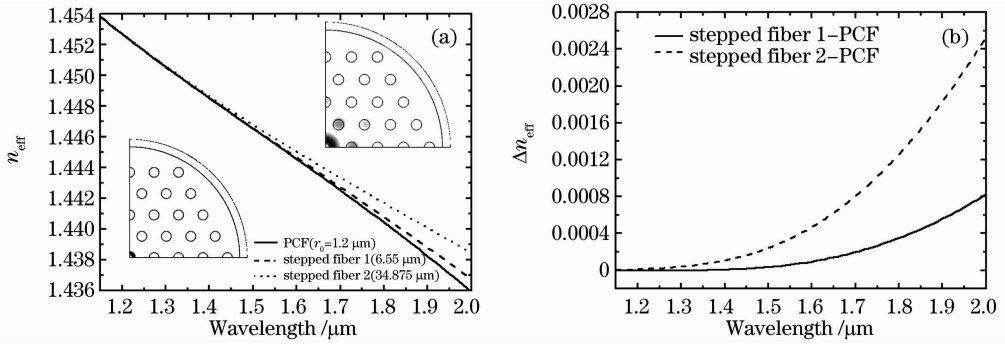


图 3 $r_0 = 1.2 \mu\text{m}$ 时基模有效折射率(a)和基模有效折射率差(b)随波长的变化曲线
Fig. 3 Curves of fundamental model's effective index n_{eff} (a) and effective index difference Δn_{eff} (b) versus wavelength ($r_0 = 1.2 \mu\text{m}$)

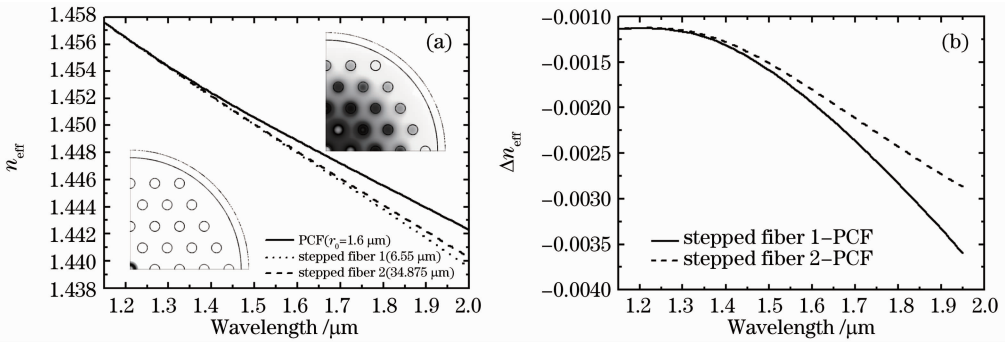


图 4 $r_0 = 1.6 \mu\text{m}$ 时基模有效折射率(a)和基模有效折射率差(b)随波长的变化曲线
Fig. 4 Curves of fundamental model's effective index n_{eff} (a) and effective index difference Δn_{eff} (b) versus wavelength ($r_0 = 1.6 \mu\text{m}$)

由图 4 可以看出,当 $r_0 > r_{\text{rod}}$ 时,在波长 $1.1 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 之间,阶跃光纤与全固态 PCF 的基模有效折射率之差 Δn_{eff} 达到 10^{-3} 量级,说明包层高折射率棒对光的传导产生重要影响。这是由于 $r_0 = 1.6 \mu\text{m}$ 时,与 $r_{\text{rod}} = 1.505 \mu\text{m}$ 很接近,两个高折射率棒支持的模式也接近,因此,纤芯模与包层模的耦合作用很强(见图 4(a)的插图)。并且,由图 4(a)知,微结构芯 PCF 的基模有效折射率均略大于两阶跃光纤的基模有效折射率,这与 $r_0 < r_{\text{rod}}$ 时的情况完全相反。对这一现象的解释如下:首先对于 $r_0 > r_{\text{rod}}$ 的情况,根据全内反射的机理,阶跃光纤的基模有效折射率 n_{eff} 需满足条件: $n_{\text{cladding}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{core}}$ (其中, n_{cladding} 和 n_{core} 分别为包层和纤芯的折射率)。若在阶跃光纤的包层中增加高折射率棒,则 n_{cladding} 增大,为实现光纤导光,基模的有效折射率会相应增加,如图 4(b)所示。当 $r_0 < r_{\text{rod}}$ 时,对于普通的全固态 PBGF 而言,根据反谐振效应的理论,基模出现在包层模传光的极小值处,并且满足条件: $n_{\text{eff}} < n_{\text{core}} < n_{\text{cladding}}$ 。在 PBGF 纤芯中心处引入半径为 r_0 的高折射率棒之后,此时的纤芯有效折射率使用半径为 r_0 的阶跃光纤中基模的有效折射率 $n_{\text{eff-step}}$ 来替代。这

种替代方法用极限的方法能更好地理解。即:对于一个阶跃光纤来说,基模满足 $n_{\text{cladding}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{core}}$,若纤芯的掺杂浓度降低,也就是 n_{core} 减小,则 n_{eff} 会相应减小。若掺杂浓度降低到极限, n_{core} 与 n_{cladding} 相差很小,则 n_{eff} 仍在二者之间,且相差很小。PBGF 纤芯中心引入微结构以后,此时,纤芯有效折射率为 $n_{\text{eff-step}}$,为实现光纤导光,基模需满足: $n_{\text{eff}} < n_{\text{eff-step}}$,如图 3(b)所示。

图 5 表示在波长分别为 $1.1 \mu\text{m}$ 和 $2.0 \mu\text{m}$ 处, r_0 不同时 PCF 基模的电场模随 x 坐标的变化曲线。由图 5 知,当 r_0 由 0 增大至小于 r_{rod} 时,限制在纤芯中的光场不断增加,同时,扩散到包层中的能量不断减小,因此,光纤的限制损耗逐渐降低(见图 2)。当 $r_0 = 0$ 时,光纤完全以带隙效应导光,限制损耗受带隙边界的影响,即:带隙中心附近损耗低,带隙边界处损耗急剧增大。随着 r_0 的增加,限制损耗降低。当 r_0 增加的幅度较小时,光纤的损耗仍受带隙边界的影响,如图 2 中 $r_0 = 0.4 \mu\text{m}$ 时的损耗曲线所示。 r_0 继续增加,且 $r_0 < r_{\text{rod}}$ 时,如当 $r_0 = 1.2 \mu\text{m}$ 时,光纤的限制损耗继续降低,且损耗曲线表现出随波长单调增加的特性(见图 2)。当 $r_0 > r_{\text{rod}}$ 且取 $r_0 =$

1.6 μm 时,由图 5 及图 4 的插图可知,短波长处纤芯模与包层模耦合很弱,光能量可以较好地限制在纤芯高折射率棒中,损耗低。长波处,纤芯模与包层

模耦合强烈,包层高折射率棒中的光能量逐渐增多,光纤的限制损耗增大。

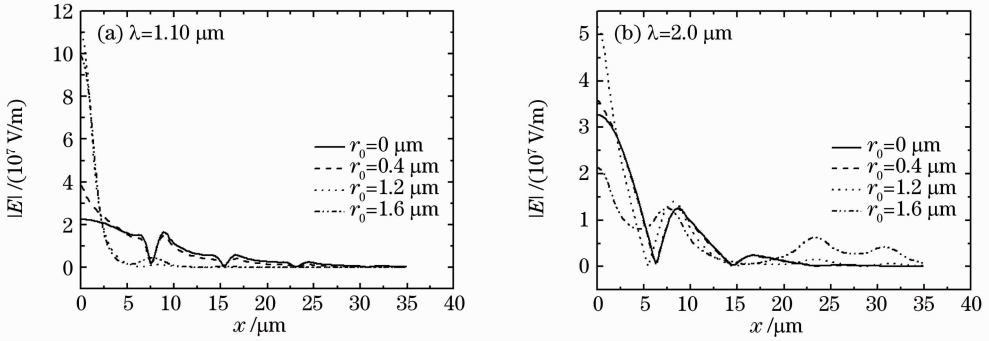


图 5 r_0 不同时电场模随 x 坐标的变化曲线

Fig. 5 Electric field mode curve versus x with different radii of the central high-index rod

由分析表明,在全固态 PBGF 中,可以通过在纤芯中心引入合适大小的高折射率棒来降低光纤的限制损耗。

4 色散特性分析

微结构芯全固态 PCF 中混合导光机制的引入,对光纤的色散特性产生重要影响。图 6(a)所示为中心高折射率棒的半径 r_0 从 0 开始增加时光纤的色散值随波长的变化曲线;图 6(b)为零色散波长移动的局部放大图。由图 6(a)可知,当中心高折射率棒的半径 r_0 增加较小时,色散斜率的变化不大,色散曲线的变化趋势同未引入高折射率棒时一致。随

着 r_0 的增加,对色散曲线的影响越来越大。当 $r_0 < 0.5 \mu\text{m}$ 时, r_0 从 0 逐渐增大,零色散波长逐渐向短波方向移动;当 $r_0 = 0.5 \mu\text{m}$ 时零色散波长移动约 30 nm。但当 $r_0 > 0.5 \mu\text{m}$ 时,零色散波长会一直向长波方向移动。 $r_0 = 0.6 \mu\text{m}$ 时,零色散波长较 $r_0 = 0.5 \mu\text{m}$ 时向长波移动约 10 nm,当 $r_0 = 1.2 \mu\text{m}$ 时,零色散点移动至 1.50 μm 处,相比于未引入中心高折射率棒时,零色散波长移动了 230 nm。调整的带宽达到 260 nm。因此,可以通过在全固态 PBGF 的中心引入高折射率棒的方法来对光纤的零色散波长进行调节。

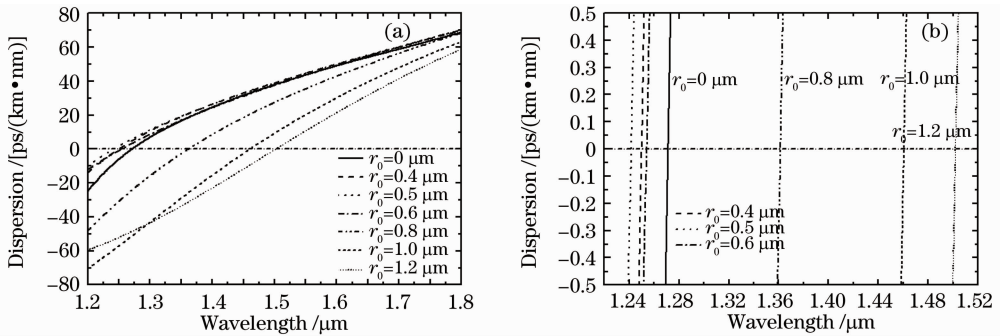


图 6 r_0 不同时(a)色散随波长的变化曲线;(b) 零色散波长移动的局部放大图

Fig. 6 Dispersion curve versus wavelength with different radii of the central rod (a) the dispersion curve versus wavelength; (b) detail with enlarged scale of zero dispersion wavelength

5 结 论

通过在全固态 PBGF 的纤芯中心加入一个掺锗的高折射率棒,形成了具有微结构芯的混合型导光的全固态 PCF。对这种光纤的导光机制、模场、限制损耗、色散等特性进行数值模拟。研究结果表明,中心高折射率棒由 0 开始增大至小于包层高折

射率棒的半径时,光纤中的导光机制由带隙效应向混合型转变。短波长处,以全内反射效应为主,长波长处,以带隙效应为主。改变中心高折射率棒的大小,可以灵活调节光纤的零色散波长,调整带宽可达 260 nm。同时,随着中心高折射率棒半径的增加,光纤的限制损耗不断降低。而且,混合导光机制的

引入,使得在光纤中对光的调制更加灵活,具有很好的应用前景。

参 考 文 献

- 1 J. Broeng, D. Mogilenstev, S. E. Barkou *et al.*. Photonic crystal fibers; a new class of optical waveguides[J]. *Opt. Fiber Technol.*, 1999, **5**: 305~330
- 2 T. A. Birks, J. C. Knight, B. J. Mangan *et al.*. Photonic crystal fibers: an endless variety[C]. *IEICE Trans. Electron.*, 2001, **E84-C**: 585~592
- 3 J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 4 Wang Yanmei, Xue Wenrui, Zhang Wenmei. Dispersion properties of modified octagon photonic quasicrystal fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(6): 1644~1647
王艳梅, 薛文瑞, 张文梅. 改进的八重准光子晶体光纤的色散特性研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(6): 1644~1647
- 5 Li Yuhe, Fan Wande, Sheng Qiuqin. Dispersion properties of dual-core photonic crystal fiber with quasi-lattice[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(2): 0205005
李羽赫, 范万德, 盛秋琴. 双芯准晶格光子晶体光纤的色散特性[J]. *中国激光*, 2011, **38**(2): 0205005
- 6 J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks *et al.*. Photonic band gap guidance in optical fibers [J]. *Science*, 1998, **282** (5393): 1476~1478
- 7 R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight *et al.*. Single-mode photonic band gap guidance of light in air[J]. *Science*, 1999, **285**(5433): 1537~1539
- 8 T. P. Hansen, J. Broeng. Solid-core photonic bandgap fiber with large anomalous dispersion[C]. *OFC*, 2003, **2**: 700~701
- 9 K. Saitoh, N. A. Mortensen, M. Koshiba. Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(3): 394~400
- 10 J. A. West, C. M. Smith, N. F. Borrelli *et al.*. Surface modes in air-core photonic band-gap fibers[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(8): 1485~1496
- 11 P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert *et al.*. Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibers [J]. *Opt. Express*, 2005, **13**: 236~244
- 12 Tian Zhen, Tan Xiaoling, Geng Youfu *et al.*. Research on bandgap characteristics of all solid square-lattice photonic bandgap fiber[J]. *Laser Journal*, 2009, **30**(5): 52~53
田 振, 谭晓玲, 耿优福 等. 四方格子全固光子带隙光纤带隙特性研究[J]. *激光杂志*, 2009, **30**(5): 52~53
- 13 Fang Qiang. Study on the Dispersion Tailoring and Grating Resonances for All-Solid Photonic Bandgap Fibers[D]. Tianjin: Nankai University, 2008. 5
房 强. 全固光子带隙光纤的色散设计及光纤光栅研究 [D]. 天津: 南开大学, 2008. 5
- 14 Hou Jinchai, Li Shuguang, Liu Siying *et al.*. Influence of the air-hole size and doped dielectric cylinders size in cladding on photonic crystal fiber[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(3): 663~667
侯金钗, 李曙光, 刘司英 等. 光子晶体光纤包层中气孔和掺杂介质柱尺寸对光纤带隙特性的影响[J]. *中国激光*, 2009, **36**(3): 663~667
- 15 Zhang Bin, Hou Jing, Jiang Zongfu. Controllable high-power supercontinuum generation in all-solid photonic bandgap fibers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(9): 2513~2518
张 斌, 侯 静, 姜宗福. 全固态光子带隙光纤中实现光谱可控的大功率超连续谱输出 [J]. *光学学报*, 2010, **30** (9): 2513~2518
- 16 N. M. Litchinitser. Resonances in micro structured optical waveguides[J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(10): 1243~1251
- 17 A. Isomaki, O. G. Okhotnikov. Femtosecond soliton mode-locked laser based on ytterbium-doped photonic bandgap fiber[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(20): 9238~9243
- 18 A. Isomaki, O. G. Okhotnikov. All-fiber ytterbium soliton mode-locked laser with dispersion control by solid-core photonic bandgap fiber[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(10): 4368~4373
- 19 C. K. Nielsen, K. G. Jespersen, S. R. Keiding. A 158 fs 5.3 nJ fiber-laser system at 1 μm using photonic bandgap fibers for dispersion control and pulse compression [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(13): 6063~6068
- 20 Li Xuejin, Yu Yongqin, Hong Xueming *et al.*. Analysis on temperature sensing properties of photonic crystal fiber based on liquid filling[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(5): 1140~1144
李学金, 于永芹, 洪学明 等. 基于液体填充的光子晶体光纤温度传感特性分析[J]. *中国激光*, 2009, **36**(5): 1140~1144
- 21 Jesper Riishehe, Jesper Lægsgaard, Jes Broeng *et al.*. All-silica photonic bandgap fiber with zero dispersion and a large mode area at 730 nm[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2004, **6**(7): 667~670
- 22 R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight *et al.*. Single-mode photonic bandgap guidance of light in air[J]. *Science*, 1999, **285**(5433): 1537~1539
- 23 C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher *et al.*. Low-loss hollow-core silica/air photonic band-gap fiber[J]. *Nature*, 2003, **424**(6949): 657~659

栏目编辑: 谢 婧